

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

*Ecole Nationale Polytechnique*

*Département de Génie Mécanique*



المدرسة الوطنية المتعددة التخصصات  
Ecole Nationale Polytechnique

*Mémoire de Master en Génie Mécanique  
Option Energétique*

*Thème*

Influence du type de panache sur le remplissage-  
vidange d'un local par flottabilité en non-Boussinesq

**Proposé et dirigé par :**  
Mr. B.Benkoussas, M.C (A) ENP  
Mr. O.Vauquelin, Pr AMU

**Présenté par :**  
Yacine BRAHAMI

Promotion 2015

## ملخص

هذا العمل عبارة عن دراسة عددية، تحليلية وتجريبية لإشكالية ملء-تفريغ محلي من خلال إسهام سائل أخف عن السائل المحيطي، مع اهتمام خاص لحالة اختلاف كبير ما بين السائلين في الكثافة (حالة غير بوسينيسك). تتكون الدراسة النظرية من تغيير نموذج لندن، صحيح في حالة بوسينيسك، نحو عدم تقريب بوسينيسك. تم وضع نموذج جديد يقوم على نتائج حديثة على هذه التدفقات. أجريت تجارب للتحقق من صحة تنبؤات النماذج المقدمة. مقارنة بين النتائج المختلفة وفي حالة أعمدة كسولة واجبر امكنة اظهار اتفاق تام بين النئج التجريبية والنظرية، وتسليط الضوء على بعض الاختلافات بين نوعي الاعمدة.

*كلمات مفتاحية:* ملء-تفريغ، الطفو، تقريب بوسينيسك

## Résumé

Ce travail est une étude analytique, numérique et expérimentale du remplissage-vidange d'un local par apport d'un fluide plus léger que le fluide ambiant, en portant un intérêt particulier pour le cas où la différence de masse volumique entre les deux fluides est grande (cas non-Boussinesq). L'étude théorique consiste en la modification du modèle de Linden, valide en Boussinesq, vers le cas non-Boussinesq, puis au développement d'un nouveau modèle basé sur des résultats récents sur les panaches. Des expériences ont été conduites pour valider les prédictions des modèles développés. Une comparaison entre les différents résultats pour le cas des panaches paresseux et forcés montre une concordance parfaite entre les résultats obtenus théoriquement et expérimentalement, et mettent en évidence certaines différences entre ces deux types de panaches.

**Mots clés :** Remplissage-vidange, Flottabilité, Approximation de Boussinesq

## Abstract

This work is an analytical, numerical and experimental study of the emptying-filling boxes problem with a light input fluid compared to the ambient one, with a particular interest for the great density difference between the two fluids (non-Boussinesq case). The theoretical study consists on the modification of the Linden model, which is valid in Boussinesq case, to the non-Boussinesq case, after that a new model is developed based on a new plumes model. Experiments are conducted to validate the predictions of the developed models. A comparison of the different results for the case of lazy and forced plumes shows a perfect agreement between the results obtained theoretically and experimentally, and highlight some differences between the two kinds of plumes.

**Key words :** Emptying-Filling Boxes, Buoyancy, Boussinesq Approximation

## Dédicaces

*A ma grand-mère, une femme exceptionnelle,*

*A mes parents,*

*A mon frère,*

*A mes amis,*

*A mes enseignants passionnés,*

*A mes camarades polytechniciens et non polytechniciens,*

*A tout ceux qui m'ont aidé tout au long de mon parcours,*

*Je dédie ce travail.*

*Yacine*

## Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier mes encadreurs, Mr B. BENKOUSSAS (ENP) et O. VAUQUELIN (AMU) sans qui ce travail ne se serait jamais fait. Je les remercie pour la qualité de leur encadrement, pour leur rigueur, leur disponibilité et particulièrement leur patience avec moi durant la préparation de ce mémoire.

Mes remerciements s'adressent également à tous mes enseignants, qui pour certains m'ont soutenus dans la satisfaction de ma curiosité scientifique tout au long de mon parcours.

Sans oublier le président du jury Mr S. LARBI (ENP) ainsi que les membres examinateurs Mr M. BENBRAIKA (ENP) et Mr M. BOUBAKEUR (ENP) et mon promoteur Mr B. BENKOUSSAS (ENP).

Je remercie également Mr Ph. BOURNOT (AMU) pour m'avoir permis de réaliser ce stage dans de si bonnes conditions, ainsi que l'ensemble de l'équipe pédagogique du département de mécanique d'Aix-Marseille Université, en l'occurrence Mr R. MEHADDI, Mr F. CANDELIER, Mr F. DUTERTRE, ainsi que Mr M. KOUTAIBA (CSTB).

Je souhaite également remercier l'ensemble du personnel de la bibliothèque, qui a su embellir mon expérience de tous les jours à l'école en particulier S. GHERRAK et M. DOUADI, dits affectueusement « Ammi Saleh » et « Ammi Douadi » par tous les étudiants de l'école. Ils ont su nous faire sentir chez nous à l'école et je leur en suis infiniment reconnaissant.

Finalement, je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenus de près ou de loin pour mener à bien ce travail.

## Tables des illustrations

Figure 0-1 : Photos représentatives d'écoulements de fluides de masses volumiques différentes. A gauche cheminée sous-marine, à droite une éruption volcanique.....	1
Figure 2-1 : Schéma d'un local avec le paramétrage du modèle mathématique .....	11
Figure 2-2 : Schéma d'un panache avec source virtuelle (en vert le panache sans source virtuelle, en rouge le panache avec source virtuelle).....	16
Figure 4-1 : Comparaison entre les résultats de $\zeta_s$ entre les deux modèles théoriques et les expérimentations pour la série N°1. ....	20
Figure 4-2: Comparaison entre les résultats de $\zeta_s$ entre les deux modèles théoriques et les expérimentations pour la série N°2. ....	21
Figure 4-3 : Courbes comparatives des propriétés d'un panache forcé entre les solutions similaires et les solutions par la fonction $\Gamma$ avec source virtuelle adaptée .....	23
Figure 4-4: Courbes comparatives des propriétés d'un panache paresseux entre les solutions similaires et les solutions par la fonction $\Gamma$ avec source virtuelle appropriée .....	24
Figure 4-5 : Courbes comparatives des débits volumique et massique apporté par le panache en fonction de la hauteur pour un panache forcé test .....	25
Figure 4-6 : Courbes comparatives des débits volumique et massique apporté par le panache en fonction de la hauteur pour un panache forcé test .....	26

## Nomenclature

B	Débit de flottabilité	[m <sup>4</sup> /s <sup>3</sup> ]
C <sub>d</sub>	Coefficient de pertes de charges à l'exutoire	[-]
C <sub>p</sub>	Capacité calorifique de l'air	[J/kg.K]
d	Diamètre du panache	[m]
f <sub>v</sub>	Fraction volumique d'hélium	[-]
f <sub>m</sub>	Fraction massique d'hélium	[-]
g	Constante de gravitation	[m/s <sup>2</sup> ]
h	Hauteur de fluide	[m]
H	Hauteur du local	[m]
k	Pas de temps	[-]
l	Pas d'espace	[-]
Q <sub>v</sub>	Débit volumique apporté par le panache	[m <sup>3</sup> /s]
Q <sub>m</sub>	Débit massique apporté par le panache	[kg/s]
Q <sub>vHe</sub>	Débit volumique d'hélium	[m <sup>3</sup> /s]
Q <sub>c</sub>	Flux de chaleur totale d'un feu	[W/m <sup>2</sup> ]
S	Surface du local	[m <sup>2</sup> ]
t	Temps	[s]
T <sub>0</sub>	Température de l'air	[K]
u	Vitesse verticale du panache	[m/s]
u <sub>e</sub>	Vitesse horizontale d'entraînement	[m/s]
w	Vitesse à l'exutoire	[m/s]
z	Coordonnée verticale	[m]

## Indices

i	A l'injection
p	Relatif au panache
s	En régime stationnaire
v	Modifié par une source virtuelle

# Table des matières

<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	1
<b>CHAPITRE 1 : GENERALITES</b> .....	3
1.1. NOTIONS GENERALES .....	3
1.2. TRAVAUX ANTERIEURS .....	4
1.3. DEFINITION DE LA PROBLEMATIQUE .....	9
<b>CHAPITRE 2 : PARTIE THEORIQUE</b> .....	10
2.1. INTRODUCTION.....	10
2.2. MODELE PHYSIQUE DU REMPLISSAGE-VIDANGE .....	10
2.3. PREMIER MODELE-RESOLUTION PAR LES SOLUTIONS SIMILAIRES .....	12
2.5.1. <i>Premier modèle de remplissage-vidange</i> .....	12
2.5.2. <i>Etude analytique</i> .....	13
2.4. SECOND MODELE-RESOLUTION PAR LA FONCTION PANACHE .....	14
2.4.1. <i>Second modèle de remplissage-vidange</i> .....	14
2.4.2. <i>Etude analytique</i> .....	15
2.5. SOURCE VIRTUELLE .....	16
<b>CHAPITRE 3 : PARTIE EXPERIMENTALE</b> .....	17
3.1. INTRODUCTION .....	17
3.2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....	17
3.3. DEROULEMENT DES EXPERIENCES ET POST-TRAITEMENT .....	18
3.4. TESTS EFFECTUES .....	19
3.5. CONCLUSION .....	19
<b>CHAPITRE 4 : RESULTATS COMPARAISONS ET INTERPRETATIONS</b> .....	20
4.1. INTRODUCTION .....	20
4.2. COMPARAISON EXPERIENCES-THEORIE.....	20
4.3. COMPARAISON DES MODELES DE REMPLISSAGE-VIDANGE .....	22
4.3.1. <i>Comparaison entre les solutions des équations du panache</i> .....	22
4.3.2. <i>Comparaison des débits <math>Q_v</math> et <math>Q_m</math></i> .....	24
<b>CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES</b> .....	27
<b>REFERENCES</b> .....	28

# Introduction générale

Depuis les années 1940, des scientifiques cherchent à maîtriser et à comprendre les écoulements mettant en jeu plusieurs fluides de masses volumiques ou de températures différentes. L'observation de ce type d'écoulements dans la nature, à travers les éruptions volcaniques ou les cheminées sous-marines Figure 0-1, pousse les chercheurs à développer des modèles théoriques afin de prédire le comportement de tels phénomènes.

La formalisation mathématique de ce type de phénomènes par la mécanique des fluides est trop compliquée pour pouvoir prédire leurs comportements dans des cas généraux. Pour pallier à cette difficulté, les mécaniciens des fluides rivalisent d'imagination afin d'élaborer des modèles qui ne considèrent pas les phénomènes fluides, mais plutôt des principes physiques globaux, tels que des équations de conservations classiques.

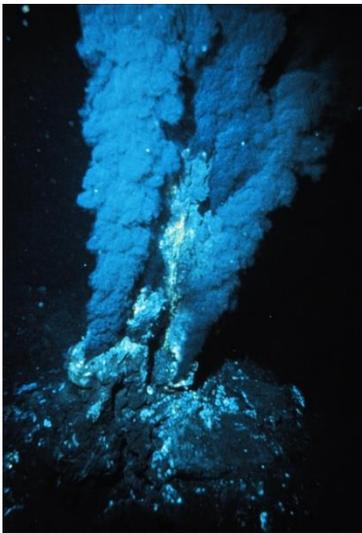


Figure 0-1 : Photos représentatives d'écoulements de fluides de masses volumiques différentes. A gauche cheminée sous-marine, à droite une éruption volcanique

La connaissance du comportement de l'écoulement dans les milieux confinés, plus particulièrement avec des ouvertures supérieure et inférieure, est d'un intérêt majeur. Ce problème trouve ses applications en sécurité incendie ou dans des fuites industrielles par exemple.

Il existe des modèles mathématiques basés sur des bilans globaux pour décrire ce type de problèmes. Ils ne sont valables que pour de faibles écarts de masse volumique ou de

température. Dans le cas des éruptions volcaniques, des incendies ou des fuites de gaz industriels par exemple, ces modèles ne sont plus adaptés et les résultats prédits ne peuvent correspondre à l'expérience suite aux grands écarts de masse volumique ou de température. Il est donc nécessaire d'établir des modèles qui prennent en compte ces écarts élevés de masse volumique et de température.

La présente étude s'est articulée autour de cinq parties, une introduction générale dans laquelle la problématique a été définie et la nécessité de son étude a été montrée. Des notions de base relatives à la problématique et certaines généralités ont été introduites dans le premier chapitre. Dans le second chapitre, un premier modèle théorique, basé sur le modèle de Linden [1], valable uniquement pour les faibles écarts de masse volumique, a été développé pour prendre en compte les grands écarts de masse volumique. Dans ce même chapitre, on a développé un nouveau modèle basé sur des résultats récents d'écoulements de panaches. Le troisième chapitre consiste en une description détaillée d'un dispositif expérimental afin de confronter les résultats prédits par les modèles développés. Le chapitre quatre est consacré à une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux, à leur interprétation ainsi qu'à des comparaisons entre le comportement du problème dans le cas des panaches paresseux ou forcés et des comparaisons entre les deux modèles proposés. Finalement, une conclusion résume les résultats pertinents obtenus, puis des perspectives sont données afin d'introduire les questions qui se sont posées d'elles-mêmes au cours de cette étude et qui semblent être intéressantes pour contribuer à l'amélioration des prédictions.

# Chapitre 1 : Généralités

## 1.1. Notions générales

Les travaux scientifiques sur les panaches turbulents sont nombreux et datent des années 1950. Les connaissances scientifiques engendrées sont assez profondes et la compréhension de la problématique nécessite d'avoir certains prérequis en mécanique des fluides, et plus particulièrement sur les écoulements de panaches.

Un panache est une colonne d'un fluide se déplaçant dans un autre fluide, tel que son mouvement est animé par sa quantité de mouvement et par sa flottabilité. La flottabilité d'un panache peut être causée par une différence de température ou de masse volumique avec le milieu ambiant. Il y a une équivalence entre ces deux grandeurs, dans notre étude nous étudierons le cas de différence de masse volumique. La modélisation d'un tel phénomène se base sur des résultats expérimentaux, qui permettent d'établir un modèle fermé d'équations des caractéristiques du panache. Ces caractéristiques sont : la vitesse, la masse volumique et une dimension géométrique. Pour caractériser un panache, plusieurs nombres adimensionnels interviennent, tel que le nombre de Froude « Fr », le nombre de Grashof « Gr », le nombre de Richardson « Ri ».

La modélisation des panaches est grandement simplifiée dans le cas où la différence de masse volumique entre le milieu ambiant et le panache est petite (inférieure à 20%). Cette faible différence permet d'appliquer une approximation dans la modélisation du panache. Cette approximation, dit « approximation de Boussinesq », stipule que la masse volumique du fluide peut être considérée égale à celle du fluide ambiant sauf dans les termes où la gravité intervient. Par exemple, dans une équation de conservation de la quantité de mouvement, la masse volumique sera considérée égale à la masse volumique du milieu ambiant sauf pour le terme de force de pesanteur, où dans une équation de conservation de l'énergie, on considèrera que la masse volumique est égale à celle du milieu ambiant sauf pour l'énergie potentielle gravitationnelle. L'approximation de Boussinesq est très importante dans de nombreux travaux de mécanique des fluides, tel que la météorologie ou l'océanographie.

Dans cette étude, nous portons une attention particulière aux nombres de Froude et de Richardson, car ils interviennent directement dans les développements mathématiques effectués. Le nombre de Froude dans sa définition la plus générale, est un rapport entre une énergie cinétique et une énergie potentielle gravitationnelle :

$$Fr = \frac{u^2}{gz}$$

Où « z » représenterait une distance caractéristique.

Le nombre de Richardson quant à lui représente également un rapport d'énergies cinétique et potentielle gravitationnelle, mais rapporté à la flottabilité, c'est-à-dire que plus la différence entre la masse volumique du fluide s'écoulant et le fluide ambiant sera grande, plus le Richardson sera grand, tel que :

$$Ri = \frac{gz\Delta\rho}{\rho u^2}$$

Il est plausible de dire que le nombre de Richardson est un Froude qui prend en compte les effets de flottabilité.

Dans les écoulements de masse volumique d'une façon générale, un phénomène important peut avoir lieu. Il consiste en une séparation de deux fluides de masses volumiques différentes miscibles en deux régions distinctes séparées d'une interface, présentant une discontinuité de masse volumique ou de température. Ce phénomène est dit : « stratification ». Par exemple, lorsqu'un feu prend dans une pièce, la fumée va former une couche dans la région supérieure de la pièce et une interface va s'établir entre les régions inférieure et supérieure de la pièce.

### 1.2. Travaux antérieurs

La recherche dans ce domaine de la mécanique des fluides dates de près de 70 ans. Les premiers à avoir travaillé sur les écoulements de panaches sont Schmidt [2] dans les années 1940 en développant un modèle théorique simple pour décrire les panaches d'une façon limitée au cas Boussinesq. Morton [3] dans les années 1950 a construit un modèle plus élaboré qui est largement utilisé jusqu'à présent. Ses travaux sont considérés comme étant les bases de la physique des panaches Boussinesq. Morton et Middleton [4] poussent la compréhension du problème un peu plus loin en posant les concepts de source virtuelle et de la fonction panache. Delichatsios [5] généralise les travaux de Morton [3] au cas non-Boussinesq en montrant la dépendance du problème à une forme modifiée de la relation de fermeture de Morton.

Les résultats de ces recherches ont été appliqués pour la première fois aux écoulements en milieux confinés par Baines et Turner [6] dans les années 1960, en considérant un écoulement de panache dans un milieu totalement clos. Rooney et Linden [7], ont construit un modèle en considérant que la masse volumique dans la couche stratifiée n'est pas uniforme. En 1990, les premiers travaux sur le remplissage-vidange ont été publiés par Linden Lane-Serff et Smeed [1] et apportent les premiers éléments de réponse quant à la maîtrise de ce problème physique. Par la suite en 2004, Kaye et Hunt [8] ont travaillé sur le remplissage-vidange dans le cas non-Boussinesq. Ils ont introduit la nouvelle notion de « overshoot ».

Plus récemment en 2008, Michaux et Vauquelin [9] ont proposé une nouvelle solution dans le cas général des équations de Morton par l'introduction d'une fonction, dite « fonction panache », qui décrit tous les paramètres du panache en fonction de la hauteur. En 2012, Candelier et Vauquelin [10] ont proposé des développements mathématiques sur la fonction panache afin d'approcher sa solution par des développements en séries dans le cas paresseux et forcé en champ proche et lointain. Dans ce qui suit, nous détaillons les différentes contributions des auteurs cités ci-dessus à la prédiction et à la compréhension de la problématique du remplissage-vidange d'un local.

Schmidt [2] a observé que les panaches d'air chaud injectés à travers de petites sources ont tendance à être confinés dans des régions coniques lorsque l'écoulement est turbulent (tout comme dans le cas de jets forcés). Dans ces travaux, la dynamique des panaches dans cette configuration précise a été discutée. La distribution de température est trouvée à travers un bilan thermique du transfert de chaleur horizontal et vertical par convection. Schmidt, dans son étude, a supposé qu'il y a des similitudes géométrique et mécanique sur les sections horizontales du panache. Les théories de longueur de mélange de turbulence ont été utilisées pour établir la formulation complète des profils de températures et de vitesse, pour les sources linéaires et ponctuelles de la chaleur.

Morton [3] dans ses travaux a introduit l'hypothèse d'entraînement turbulent horizontal à une certaine vitesse caractéristique, supposée comme une fonction linéaire entre la composante verticale de la vitesse de l'écoulement et la vitesse d'entraînement de fluide ambiant. Cette hypothèse n'est valable que sous l'approximation de Boussinesq. Il a construit un système d'équations composé d'une conservation de volume, de chaleur et de cette fonction, dite « équation de fermeture », pour étudier les panaches éjectés dans un fluide ambiant incompressible stratifié linéairement et au repos.

Des expériences ont été réalisées, elles consistent en le déversement d'un fluide léger dans un fluide ambiant plus lourd stratifié linéairement. Ce phénomène trouve son application dans la montée et le déplacement des nuages dans l'atmosphère, ainsi que les éruptions volcaniques à titre d'exemples. L'étude a pour but d'évaluer l'altitude des gaz éjectés dans l'atmosphère en fonction de la source à l'injection (source thermique). Un autre développement théorique très important a été fait dans son étude. Il a défini un ratio entre le nombre de Richardson très loin de la source et le nombre de Richardson à l'injection, noté  $\Gamma_i$ .

Morton et Middleton [4] ont montré qu'il est possible de classifier les panaches en fonction du ratio  $\Gamma_i$  défini par Morton [3], de sorte qu'un panache est dit « paresseux » si  $\Gamma_i > 1$ , « forcé » si  $\Gamma_i < 1$  et « pur » si  $\Gamma_i = 1$ . Les auteurs ont rapporté que les solutions affines du système d'équations établi par Morton [3] comportent des incohérences, proche de la source. Ils ont proposé alors une correction dite « origine virtuelle », qui consiste en un décalage de l'origine de la source pour que les paramètres du panache réel soient approchés par une source ponctuelle donnée par les solutions affines. La distance à laquelle il faut décaler la source affine, notée  $z_v$ , pour approximer au mieux les propriétés du panache a été donné sous forme d'une fonction des paramètres d'injection du panache.

En 1981, Delichatsios [5] a généralisé les travaux de Morton [3] dans le cas non-Boussinesq. Il a montré que la loi de proportionnalité entre la vitesse d'entraînement et la vitesse de montée d'un panache varie proportionnellement à la racine de la masse volumique locale du panache.

Baines et Turner [6] ont appliqué l'approche de Morton [3] dans le cas où l'écoulement se produit dans un milieu confiné entièrement fermé. Cette configuration de l'écoulement est appelée « filling boxes ». Les principales hypothèses utilisées sont : (1) l'entraînement dans la région turbulente est proportionnel à la vitesse de l'écoulement du panache (cas Boussinesq), (2) le fluide qui atteint le plafond passe en régime d'écoulement laminaire et la masse volumique dans la couche stratifiée devient homogène. Il a utilisé les solutions affines de Morton, dans le cas ponctuel, linéaire et périodique afin d'établir des modèles de remplissage.

Worster et Huppert [14], en 1983, ont repris les investigations de Baines et Turner mais en introduisant une masse volumique variable dans la couche stratifiée. La distribution de cette dernière est sous forme de développements en séries en fonction de la hauteur uniquement.

Linden, Lane-Serff et Smeed [1] ont proposé en 1990 un modèle de remplissage-vidange dans le cas Boussinesq dans un local comportant deux ouvertures (une haute et une basse) connectant l'intérieur du local au milieu ambiant. La finalité de ce travail est une application à la ventilation naturelle des bâtiments.

Rooney et Linden [15] ont résolu en 1996, les équations de Morton [3] relatives aux panaches dans le cas non-Boussinesq en introduisant l'équation de fermeture proposée par Delichatsios [5]. Les profils théoriques de vitesses d'entraînement ont été tracés. Ces derniers ont été confrontés aux mêmes profils obtenus expérimentalement par Ricou et Spalding [16]. Une concordance acceptable a été rapportée.

Rooney et Linden [7] ont élaboré un modèle de remplissage-vidange avec une configuration non-Boussinesq. Ils ont étudié la ventilation d'un local incendié en se basant sur les résultats réalisés précédemment, Rooney et Linden [15], concernant la solution de similarité pour les panaches non-Boussinesq. Le cas traité est celui d'une chambre où évolue un feu nourri, cette chambre comporte des ouvertures au plafond et au plancher. L'ouverture inférieure couvre toute la base du local.

Les résultats obtenus ont confirmé l'homogénéité de la masse volumique dans la couche stratifiée tel que rapporté par Baines et Turner [6]. Une comparaison expérimentale avec les résultats obtenus par Thomas et al. [17] a été faite et a montré une bonne concordance. La différence de la hauteur de la couche et de masse volumique en régime établi dans les deux cas Boussinesq et non-Boussinesq a été estimée. Les résultats ont montré une différence non-négligeable dans les deux cas.

Kaye et Hunt [8] ont proposé une résolution du problème remplissage-vidange dans le cas Boussinesq. Ils ont considéré une configuration avec un panache unique et une autre avec plusieurs panaches qui n'interagissent pas entre eux dans le local de base rectangulaire contenant des ouvertures supérieures et inférieures. Le modèle théorique a montré l'existence de deux temps caractéristiques : le temps de remplissage et le temps de vidange. Le temps de remplissage est représenté par une fonction donnant le temps pour que le local se remplisse si les exutoires sont fermés. Le temps de vidange est représenté par une fonction donnant le temps pour que le local se vide avec l'injection fermée. Il a été montré que le temps transitoire est dépendant de ces deux paramètres. En particulier, il a également été montré que la hauteur stationnaire ne dépend que du rapport de ces deux temps caractéristiques.

Ils ont montré qu'il existe une valeur critique de ce ratio à partir de laquelle la hauteur minimale au cours du temps est inférieure à la valeur stationnaire de hauteur, on dit qu'il y a « overshoot ». Le ratio critique dans le cas des sources ponctuelles et linéaires a été évalué. Une confrontation de prédictions obtenues par modèle théorique avec des résultats expérimentaux a été faite. Elle a montré une concordance sur certaines plages de valeurs des paramètres du problème.

Michaux et Vauquelin [9] ont montré en 2008, à partir des équations de Morton [3] avec entrainement en non-Boussinesq, qu'il est possible de caractériser les paramètres du panache par une seule fonction  $\Gamma$  appelé « fonction panache » qui obéit à une équation différentielle du premier ordre non-linéaire. Cette fonction panache est évaluée par deux fonctions intégrales, une pour les panaches forcés, et l'autre pour les panaches paresseux. Ces intégrales sont tabulées.

En 2012, Candelier et Vauquelin [10] ont travaillé sur la fonction panache et donnent des développements sur son comportement aux limites, c'est-à-dire pour les panaches très forcés, très paresseux, très proche de la source et très loin de la source, en utilisant une méthode de perturbation avec un schéma type Padé. Les développements mathématiques donnent lieu à des relations donnant  $z_v$  en fonction de  $\Gamma_i$  pour les deux types de panaches et avec certains domaines de validité. Une comparaison entre les résultats donnés par les développements en séries et une résolution numérique de l'équation différentielle sur  $\Gamma$  montre une très bonne concordance.

A l'issue de cet état de l'art on montre que la problématique du remplissage-vidange dans le cas Boussinesq a été étudiée par un nombre assez important de chercheurs sous ses différents aspects. De nombreuses confrontations théoriques-expérimentales ont été faites, elles montrent que les prédictions des modèles existants ne concordent pas sur toutes les plages de valeurs des paramètres du problème. De plus, l'approximation de Boussinesq limite les différences de masses volumiques relatives à 20%, or dans le cas des incendies par exemple, cette différence est bien plus grande. Il est donc nécessaire de construire de nouveaux modèles de remplissage-vidange valables dans le cas non-Boussinesq afin de répondre aux attentes de certains problèmes d'ingénierie. Ceci justifie le choix de cette thématique.

### 1.3. Définition de la Problématique

Les travaux antérieurs réalisés sur le remplissage-vidange d'un local avec l'approximation de Boussinesq, considèrent des écarts faibles de masse volumique et/ou de température. Ces travaux sont considérés comme étant une pauvre description dans les cas extrêmes d'injections à grands gradients de température ou de masse volumique. Cette faiblesse dans la formulation du problème peut conduire à des prédictions erronées dans des domaines tels que la sécurité incendie.

Pour une éventuelle application dans ce domaine, la question de connaître la validité des modèles théoriques existants sous l'approximation de Boussinesq est primordiale pour la modélisation du désenfumage par exemple. Il faudrait être en mesure de prendre en compte les moyens de sécuriser un bâtiment dans le dimensionnement de celui-ci, pour permettre à ses occupants de quitter les lieux avant que la fumée n'envahisse entièrement le local. Tout en ayant une fiabilité raisonnable sur ces informations dans un souci d'optimisation économique de la réalisation d'ouvrages sensibles.

Il est également possible de remettre en cause les modèles dans le cas de l'approximation de Boussinesq dans le cas d'une fuite d'un gaz lourd par une fissure en hauteur, ou d'un gaz très léger par une fissure inférieure, dans un local confiné. L'importance de prédictions précises relatives à cette application peut être illustrée dans la quantification exacte de fuites de produits radioactifs chauds au sein d'un réacteur nucléaire. Il faudrait être en mesure de contrôler un incident de cette envergure, il est évident que les répercussions sont potentiellement catastrophique si le phénomène n'est pas maîtrisé suite à un mauvais dimensionnement.

La présente étude tente d'apporter une contribution quant à la validité du modèle théorique de Linden ainsi qu'à corriger certaines insuffisances de ce dernier. Pour ce faire, nous avons défini la problématique du remplissage-vidange comme étant l'étude du comportement d'un écoulement fluide dans un local avec un exutoire haut et une très grande ouverture d'air à la base. Dans ce local, une injection d'un fluide léger a lieu à la base inférieure. L'enjeu des études actuelles est de prédire avec exactitude le comportement de l'interface au cours du temps et en fonction de tous les paramètres du problème, autant géométriques que relatifs à l'injection. Il est donc intéressant de tester les modèles existants à la limite du Boussinesq et de tenter de modéliser un tel système d'une façon générale, Boussinesq et non-Boussinesq. C'est le travail qui est présenté dans cette étude.

## Chapitre 2 : Partie théorique

### 2.1. Introduction

La théorie actuelle concernant le problème du remplissage-vidange considère l'injection d'un panache turbulent au sein d'un local comportant des exutoires et des ouvertures à la base. Pour maîtriser ce problème il faut donc être capable de prédire le comportement d'un panache avec précision. Pour ce faire les équations de Morton [3] donnent une description acceptable des panaches. Il s'agit à présent de les mettre en œuvre pour décrire le comportement du système de notre problématique. Dans ce chapitre nous allons poser les principes physiques et les hypothèses théoriques qui permettent une mise en équation formelle du problème. La résolution de ces équations se fera par deux modèles de panaches différents, le modèle des solutions similaires et le modèle de la fonction panache. Mais avant cela une introduction aux équations de Morton est nécessaire pour une compréhension complète de la résolution.

### 2.2. Modèle physique du remplissage-vidange

Le modèle est un local qui comporte un orifice supérieur et une base entièrement ouverte à l'air libre. A la base de ce local l'injection d'un fluide plus léger que l'air a lieu.. Le modèle physique se base donc sur cette observation. On choisit pour volume de contrôle la couche stratifiée et on y appliquera des bilans de masse et de volume, en supposant qu'il n'y a aucun échange de fluide à travers l'interface autre que le panache entrant dans la couche stratifiée, ainsi qu'un théorème de Bernoulli entre l'interface et la couche stratifiée, avec un coefficient de pertes de charges de 0,7.

Pour mettre en œuvre les principes physiques précédents, des suppositions simplificatrices sont nécessaires afin de les rendre praticables à des équations simples. Ces suppositions sont les suivantes :

- a. l'interface entre les deux zones du local est plane
- b. le panache est turbulent
- c. la masse volumique dans couche stratifiée, dénotée  $\rho^*$ , est supposée uniforme à tout instant.
- d. les variations de masses volumiques ne sont dues qu'à des mélanges de fluides de masses volumiques différentes et non à des effets de compressibilités ou à des réactions chimiques

Dans les bilans de volume et de masse on considèrera qu'il n'y aura aucun apport vertical à l'interface à part la partie entrante du panache dans la couche stratifiée, on considère que la forme du panache n'est pas modifiée par la présence d'une stratification à une certaine hauteur, on pourra par conséquent évaluer les débits volumiques et massiques du panache en connaissant les propriétés du panache à la hauteur de l'interface. Le modèle physique du local avec les différents paramètres est représenté dans la figure suivante :

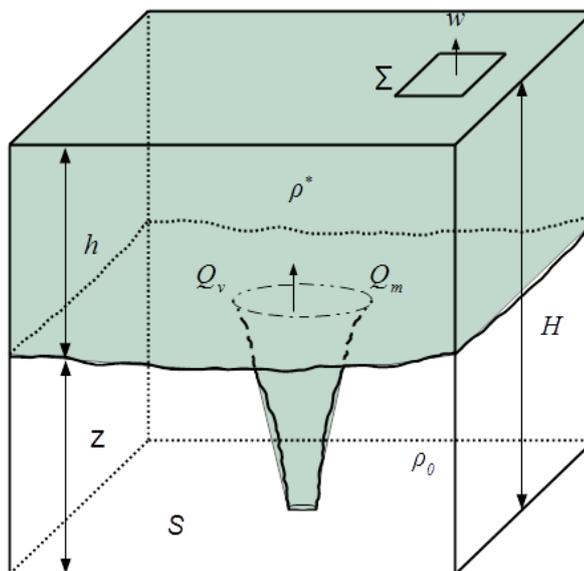


Figure 2-1 : Schéma d'un local avec le paramétrage du modèle mathématique

Les équations gouvernantes sont donc :

Conservation du volume :

$$\frac{dhS}{dt} = Q_v - w \cdot \Sigma \quad (2-1)$$

Conservation de la masse :

$$\frac{d\rho^* hS}{dt} = Q_m - \rho^* w \cdot \Sigma \quad (2-2)$$

Théorème de Bernoulli :

$$w^2 = 2C_d^2 \frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*} g h + \left(\frac{dh}{dt}\right)^2 \quad (2-3)$$

Dans l'équation (2-3) le terme  $(dh/dt)^2$  est négligeable devant les autres termes de cette équation, des calculs numériques ont montré qu'il n'avait aucun impact sur les résultats désirés. Ce terme a donc été négligé dans les développements analytiques et numériques dans la suite de ce document.

Il est important de noter que dans les équations du système (2-1), (2-2) et (2-3), les termes significatifs sont les débits  $Q_v$  et  $Q_m$  apportés par le panache à la stratification. Ce sont les paramètres clé qui nous permettront de maîtriser le comportement du système. Leurs expressions sont :

$$Q_v(z) = \frac{\pi}{4} d^2 u, \quad Q_m(z) = \rho \frac{\pi}{4} d^2 u$$

Pour trouver les expressions de ces deux grandeurs, deux solutions sont proposées. La première solution est celle utilisée couramment dans toute la littérature [6, 1, 7, 8], la seconde est un développement de cette étude.

## **2.3. Premier modèle-Résolution par les solutions similaires**

### **2.5.1. Premier modèle de remplissage-vidange**

Grâce aux expressions des caractéristiques du panache dans les solutions similaires, on construit les expressions des débits volumique et massique du panache en fonction de la hauteur :

$$Q_v = \frac{\pi}{4} a b^2 \left( \frac{c}{g} B + B^{1/3} (H - h)^{5/3} \right) \quad (2-4)$$

$$Q_m = \frac{\pi}{4} a b^2 \rho_0 B^{1/3} (H - h)^{5/3} \quad (2-5)$$

Où le paramètre 'B' est dit « débit de flottabilité ». C'est une fonction des paramètres d'injection du panache.

En remplaçant les équations des débits donnés par les solutions similaires dans les équations (2-1), (2-2) et (2-3) du modèle mathématique, et après adimensionnement on construit le premier modèle de remplissage-vidange :

$$\frac{d\zeta}{d\tau} = \omega \delta \Lambda^{1/2} - (Fr + \zeta^{5/3}) \quad (2-6)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = (Fr - \eta\zeta^{5/3}) \frac{1 + \eta}{1 - \zeta} \quad (2-7)$$

$$\omega^2 = \frac{\delta^2}{Fr} \eta(1 - \zeta) \quad (2-8)$$

Avec les changements de variables :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{2cC_d^2}}, \quad \omega = \frac{H^{1/3}}{B^{1/3}} w, \quad \tau = \frac{\pi a b^2 H^{2/3} B^{1/3}}{4 S} t, \quad \zeta = \frac{z}{H}, \quad \eta = \frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*}$$

$$Fr = \frac{c B^{2/3}}{g H^{5/3}}, \quad \Lambda = \frac{1}{6\pi^2} \left(\frac{5}{3\alpha}\right)^4 \left(\frac{C_d \Sigma}{H^2}\right)^2 \quad (2-9)$$

Un groupement de paramètres adéquat permet d'obtenir des paramètres adimensionnels significatifs du problème qui sont le nombre de Froude  $Fr$  et  $\Lambda$ . La définition du nombre de Froude dans ce contexte est faite relativement à la signification du paramètre, et non à son expression conventionnelle. Il représente une puissance de source relativement à une hauteur de local,  $c$ 'est le seul terme qui pilote la source dans ces équations. Le paramètre  $\Lambda$  représente l'incidence de la géométrie du local sur l'évolution du système.

### 2.5.2. Etude analytique

Le système d'équations (2-6), (2-7) et (2-8) est bien complet mais une résolution analytique est très compliquée. On s'intéresse donc à des valeurs remarquables du système. Les valeurs les plus intuitives sont celles obtenues en supposant le régime établi. Les dérivées temporelles sont nulles dans les équations (2-6), (2-7) et (2-8), ce qui conduit aux équations algébriques (2-10), (2-20b) et (2-20c). Les variables en régime permanent sont indicées avec la lettre « s ».  $\zeta_s$  obéit à l'équation :

$$\zeta_s^{5/3} (\zeta_s^{5/3} + Fr)^2 + \Lambda (\zeta_s^{5/3} - 1) = 0, \quad \eta_s = \frac{Fr}{\zeta_s^{5/3}}, \quad \omega_s = \frac{(\zeta_s^{5/3} + Fr)}{\delta \Lambda^{1/2}} \quad (2-10)$$

On remarque que ces équations ne dépendent que des deux nombres adimensionnels  $Fr$  et  $\Lambda$ .  $\delta$  est une constante calculée à partir des valeurs de  $\alpha$  et  $C_d$ . Elle est de l'ordre de 0,34. Il est possible de prédire le comportement du système en régime stationnaire.

## 2.4. Second modèle-Résolution par la fonction panache

### 2.4.1. Second modèle de remplissage-vidange

Une description récente des panaches [9] permet de décrire les caractéristiques d'un panache grâce à une unique fonction, appelée « fonction panache » et dénotée  $\Gamma$ . A partir des équations donnant les paramètres du panache par la fonction panache, on trouve les expressions des débits volumiques et massiques qu'apporte le panache à la stratification à une hauteur donnée :

$$Q_v = \pi \beta_{pi}^2 u_i \left[ \eta_{pi} + \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma} \right)^{1/2} \right] \quad (2-11)$$

$$Q_m = \pi \beta_{pi}^2 u_i \rho_0 \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma} \right)^{1/2} \quad (2-12)$$

Sachant que la fonction  $\Gamma$  est dépendante de la hauteur et qu'elle est bijective (c'est-à-dire qu'à chaque valeur de  $\Gamma$  correspond une hauteur unique), il est possible de considérer qu'une valeur de  $\Gamma$  correspond à une hauteur. Il est possible de classier les panaches en trois catégories : (1) panaches paresseux où la force de flottabilité prédomine le mouvement du panache et où  $\Gamma_i > 1$ . (2) panaches forcés où la quantité de mouvement prédomine le mouvement du panache et où  $\Gamma_i < 1$ . (3) panaches purs où les forces de flottabilité et d'inertie sont dans une proportion équilibrée et  $\Gamma_i = 1$ . On remarque qu'il est possible de reformuler ces expressions en introduisant une fonction simplificatrice par le changement de variables suivant :

$$X^2 = \frac{\Gamma}{|1 - \Gamma|}$$

En introduisant la fonction  $X$  dans les équations (2-11) et (2-12) et en les remplaçant dans le modèle mathématique (2-1), (2-2) et (2-3) cela donne, après adimensionnement :

$$\frac{d\zeta}{d\tau} = \omega\lambda - (\eta_{pi} X_i + X) \quad (2-13)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \frac{1 + \eta}{1 - \zeta} (\eta_{pi} X_i - \eta X) \quad (2-14)$$

$$\omega^2 = \frac{2\eta(1 - \zeta)}{Fr} \quad (2-15)$$

$$\frac{dX}{d\zeta} = \frac{1}{\sigma_i} (X^2 \pm 1)^{1/5} \quad (2-16)$$

Les changements de variables effectués sur les équations (2-13) à (2-16) sont les suivants :

$$\zeta = \frac{H - h}{H}, \quad \eta = \frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*}, \quad Fr = \frac{u_i^2}{gC_d^2 H X_i^2}$$

$$\lambda = \frac{\Sigma}{\pi \beta_{pi}^2}, \quad \tau = \frac{\pi \beta_{pi}^2 u_i}{X_i H S} t, \quad \omega = \frac{w X_i}{u_i}$$

$$\sigma_i = \frac{\beta_{pi} (X_i^2 \pm 1)^{1/5}}{2H\alpha X_i}$$

La résolution de ce système d'équations différentielles est assez particulière car les dérivées temporelles des fonctions  $\zeta$  et  $\eta$  sont dépendantes de la fonction  $X$ , qui elle ne dépend que de la hauteur du local et des paramètres d'injection. Une résolution préalable de l'équation (2-16) est nécessaire pour mener à bien le schéma de calcul.

#### 2.4.2. Etude analytique

Il est possible de trouver une expression analytique qui donne la hauteur stationnaire à partir des équations du système (2-13), (2-14) et (2-15) :

$$\zeta_s = 1 - \frac{Fr}{2\lambda^2} [\eta_{pi} X_i + X_s]^2, \quad \eta_s = \frac{\eta_{pi} X_i}{X_s}, \quad \omega_s = \frac{\eta_{pi} X_i + X_s}{\lambda} \quad (2-17)$$

La résolution de l'équation (2-17) semble être trop compliquée analytiquement, car elle lie  $\zeta_s$  à  $X_s$ , et ces deux paramètres sont liés par une équation différentielle. Au mieux, il est possible de trouver une relation qui lie  $\zeta_s$  aux variables du problème, mais sous forme d'une équation différentielle sur  $\zeta_s$  qui n'est pas solvable analytiquement. Par facilité d'exploitation, on se limitera dans cette étude à cette forme de l'équation du régime stationnaire sur  $\zeta_s$ .

## 2.5.Source virtuelle

Il a été démontré que les solutions similaires n'évaluent pas correctement les caractéristiques du panache en champ proche [4]. Pour pallier à cette imperfection, il est possible de décaler l'origine des caractéristiques décrites par les solutions similaires. On introduit donc une hauteur, notée «  $z_v$  », qui représente un décalage en fonction des paramètres du panache.

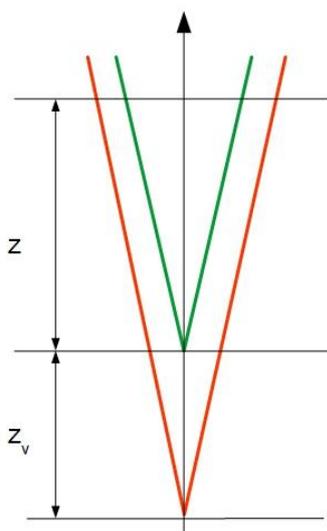


Figure 2-2 : Schéma d'un panache avec source virtuelle (en vert le panache sans source virtuelle, en rouge le panache avec source virtuelle)

Les formules retenues sont données par Candelier et Vauquelin. Elles sont valables pour les panaches forcés avec  $\Gamma_i < 0,2$  et pour les panaches dont  $\Gamma_i \approx 1$ , c'est-à-dire proche des panaches purs respectivement.

$$\frac{z_v}{\beta_{pi}} \approx \frac{1}{4\alpha} \frac{(1 - \Gamma_i)^{3/10}}{\Gamma_i^{1/2}} (2(1 - \Gamma_i^{1/2}) - 3.6954) \quad , \Gamma_i < 0,2 \quad (2-18)$$

$$\frac{z_v}{\beta_{pi}} = \frac{5}{6\alpha} \frac{1}{\Gamma_i^{1/2}} \left( \frac{2 + 5\Gamma_i}{7} \right)^{3/10} \quad , \Gamma_i \approx 1 \quad (2-19)$$

## Chapitre 3 : Partie expérimentale

### 3.1. Introduction

Les séries d'expériences réalisées avaient pour objectif de mesurer la hauteur stationnaire  $\zeta_s$  pour différentes combinaisons de paramètres du problème. Plus particulièrement on s'intéresse à la variation de  $\zeta_s$  en fonction de la surface de l'exutoire  $\Sigma$ , ou explicitement à la variation de  $\Lambda$  dans le premier modèle et de  $\lambda$  dans le second modèle. Au vue de la difficulté de trouver une concordance entre les deux modèles du point de vu des paramètres, l'étude portera directement sur la surface d'exutoire  $\Sigma$  et non sur des groupements adimensionnels. Les variations au cours du temps de  $\zeta$  sont difficiles à mesurer car aux premiers instants du remplissage, un phénomène dit « overturning » perturbe fortement l'écoulement et ne permet pas la formation d'une interface que l'on peut distinguer. Le phénomène d'overturning est traité en détail par Kaye et Hunt [20].

### 3.2. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé d'une cuve circulaire transparente de 118 cm de diamètre et de 70 cm de hauteur. Cette cuve est surélevée à 1 m du sol et sa base est totalement ouverte à l'air libre, tandis que son plafond contient un orifice carré de 20 cm de côté où il est possible d'ajuster des modules pour réduire la taille de la surface de l'orifice. Il est possible de balayer des surfaces de 20 cm<sup>2</sup> à 400 cm<sup>2</sup> pour l'exutoire. A la base de cette cuve se trouve une buse d'injection où il est possible de placer différents diamètres d'injection, de 6 mm à 43 mm. La hauteur de la buse d'injection (par rapport au plafond de la cuve) est également variable de sorte qu'on peut parcourir des valeurs de 60 cm à 70 cm.

Des visualisations sont réalisées par tomographie sur un plan laser. Un laser à Argon est utilisé pour générer une nappe plane qui traverse la cuve. Le fluide d'injection est un mélange de gaz air-hélium pré-mélangé etensemencé pour qu'il devienne sensible au Laser et visible à l'œil nu. L'alimentation en air est assurée par une cuve de 2 m<sup>3</sup> d'air comprimé équipée d'un détendeur et alimentée par un compresseur. L'alimentation en hélium est quant à elle assurée par un cadre de bouteilles stockant 110 m<sup>3</sup> d'hélium équipé d'un détendeur. Les débits d'air et d'hélium à l'injection sont contrôlés par deux vannes manuelles et mesurés par deux débitmètres, pouvant chacun faire passer des débits de 200 l/min au maximum. Chaque débitmètre est raccordé à un module d'alimentation et contrôlé par affichage numérique, permettant d'afficher les débits volumiques en temps réels, avec une incertitude de 0.5%.

La prise d'images des expériences est faite avec une caméra de type GoPro Hero 3. Cette caméra est montée perpendiculairement au plan laser pour permettre la prise d'images, puis un algorithme de traitement d'images permet l'extraction de l'information qui nous intéresse, à savoir la hauteur stationnaire.

### 3.3. Déroulement des expériences et post-traitement

Il est possible de maîtriser l'ensemble des paramètres d'injection. On peut, grâce aux vannes manuelles, imposer une vitesse d'écoulement, et une masse volumique à l'injection, en utilisant une fraction volumique notée «  $f_v$  » de la forme :

$$f_v = \frac{Q_{vHe}}{Q_{v0} + Q_{vHe}}$$

Par la connaissance des débits volumiques on peut donc remonter à la masse volumique du mélange, ainsi qu'à la vitesse (en négligeant l'apport volumique de l'ensemencement) par conservation du débit volumique entre les débitmètres et l'injection :

$$u_i = \frac{4}{\pi d_i^2} (Q_{v0} + Q_{vHe})$$

On dispose également de trois buses d'injection de diamètre 6 mm 12 mm et 43 mm respectivement. Le jeu de paramètres  $u$ ,  $\rho$  et  $d$  permet la définition totale des paramètres d'injection des deux modèles théoriques de remplissage-vidange, à travers le débit de flottabilité  $B$  et de  $\Gamma_i$  pour le premier modèle et  $\Gamma_i$  pour le second modèle. La surface d'exutoire peut être variée de 19 cm<sup>2</sup> à 400 cm<sup>2</sup>.

L'une des conditions pour que les expérimentations soient menées à bien est que le panache soit turbulent. Pour s'en assurer, il faut observer le panache en le plaçant dans le plan laser et vérifier qu'il diverge bien avec la présence de tourbillons sur sa périphérie, signe qu'il entraîne de l'air dans sa montée, le nombre de Reynolds. Les mesures effectuées ont montré que le nombre de Reynolds minimal était de 3550 en prenant comme distance caractéristique le diamètre d'injection. Dans les expérimentations, on prendra soin d'être toujours à un  $Re$  d'environ 4000 pour s'assurer que le panache turbule bien.

Le produit des expérimentations sont des vidéos de la cuve durant le remplissage pour des tailles d'exutoire différentes. Le traitement de ces vidéos a été fait grâce à un code de traitement d'image sous Matlab. L'une des difficultés rencontrées est l'utilisation d'une caméra

GoPro qui comporte une distorsion très forte (distorsion appelée « fisheye »), ce qui fausserait les mesures. Il est nécessaire de résoudre ce problème de distorsion pour pouvoir exploiter les images dans le code Matlab. Le logiciel de la caméra GoPro Studio permet de le faire, il a été utilisé pour enlever la distorsion des images.

### 3.4. Tests effectués

Les tests qui ont été effectués expérimentalement se résument en 3 séries d'expérimentations :

Données					
N° de la série	$u_i$ (m/s)	$d_i$ (mm)	$f_v$	H (cm)	$\Gamma_i$
1	9,72	12	50,0%	70	2,23E-03
2	0,79	90	30,36%	70	1,35

Table 3-1 : Table des données d'injection, de la hauteur et de  $\Gamma_i$  des différentes expérimentations effectuées

$\Sigma$ (cm <sup>2</sup> )						
N° de la série	19,63	24,96	30,25	49	78,54	84,48
1	v	x	x	v	v	x
2	v	x	x	x	v	x
$\Sigma$ (cm <sup>2</sup> )						
N° de la série	127,69	169	176,71	245,55	314,16	400
1	v	x	v	v	x	v
2	x	x	v	x	v	v

Table 3-2 : Table des surfaces d'exutoire effectuées pour chaque série d'expérimentations. 'v' signifie que l'expérience a été effectuée, 'x' signifie que l'expérience n'a pas été effectuée

Chaque expérimentation a été réalisée deux fois, et les résultats sont la moyenne de ces deux tests.

### 3.5. Conclusion

Cette étude nous donne des informations très importantes pour nous permettre de cerner le phénomène de remplissage-vidange. Il faut maintenant faire une comparaison entre les différents résultats obtenus dans les différentes parties de l'étude et formuler cette comparaison sous forme de résultats exploitables.

## Chapitre 4 : Résultats comparaisons et interprétations

### 4.1. Introduction

Les chapitres 2 et 3 offrent des informations sur les différentes approches scientifiques de cette problématique. Les suppositions faites dans les modèles théoriques peuvent sembler plus ou moins irréalistes, particulièrement le fait de supposer que la couche stratifiée s'homogénéise instantanément, ou le fait de supposer que l'interface est plane. Pour statuer de la véracité des suppositions et confirmer qu'elles ne déforment pas trop la réalité, il est nécessaire de confronter les résultats prédits par le modèle à d'autres résultats obtenus cette fois-ci d'une façon réelle par des expérimentations. Dans un second temps, il s'agira de comparer les résultats de simulations avec ceux des expériences afin d'extrapoler des résultats inaccessibles aux expérimentations.

### 4.2. Comparaison expériences-théorie

La série N°1 est d'un grand intérêt car elle représente le cas d'un panache forcé où l'approximation de Boussinesq n'est pas vérifiée ( $\Delta\rho/\rho_0=43\%$ ). Dans cette série  $\Gamma_1=2,23 \cdot 10^{-3}$ , et l'équation (2-18) a été utilisée afin de caler le panache dans le premier modèle.

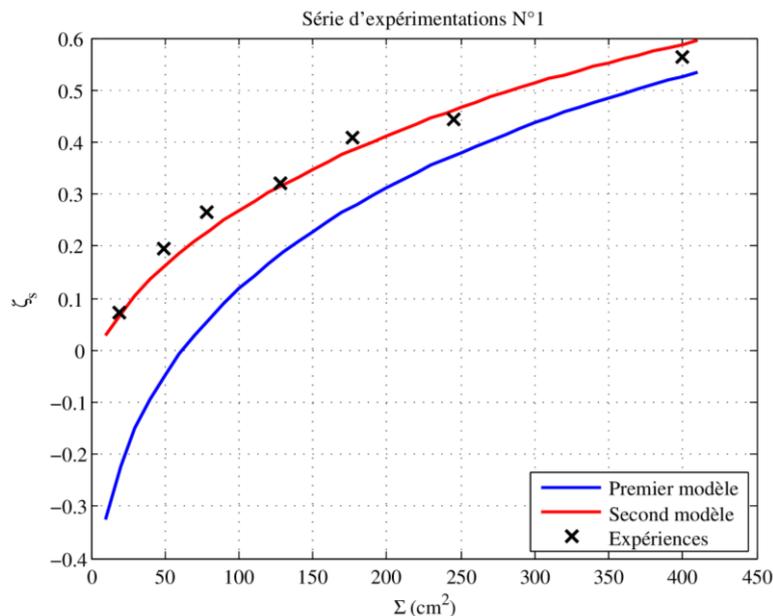


Figure 4-1 : Comparaison entre les résultats de  $\zeta_s$  entre les deux modèles théoriques et les expérimentations pour la série N°1.

Les résultats de la Figure 4-1 montrent une concordance parfaite entre les prédictions du second modèle et les résultats expérimentaux, et ce sur toute la plage de surfaces d'exutoire  $\Sigma$ .

## Chapitre 4 : Résultats comparaisons et interprétations

Les prédictions du premier modèle ne concordent pas avec les résultats expérimentaux pour de petites surfaces d'exutoire  $\Sigma$ . On voit également que le premier modèle sous-estime  $\zeta_s$  pour toutes les surfaces d'exutoire, et qu'il concorde de mieux en mieux à mesure que  $\Sigma$  est grand. Une comparaison théorique entre les deux modèles est nécessaire afin d'expliquer ce comportement du premier modèle.

La série N°2 considère le cas non-Boussinesq ( $\Delta\rho/\rho_0=26\%$ ) pour un panache paresseux avec  $\Gamma_i=1,3$ . L'équation (2-19) a été utilisée afin de caler le panache dans le premier modèle.

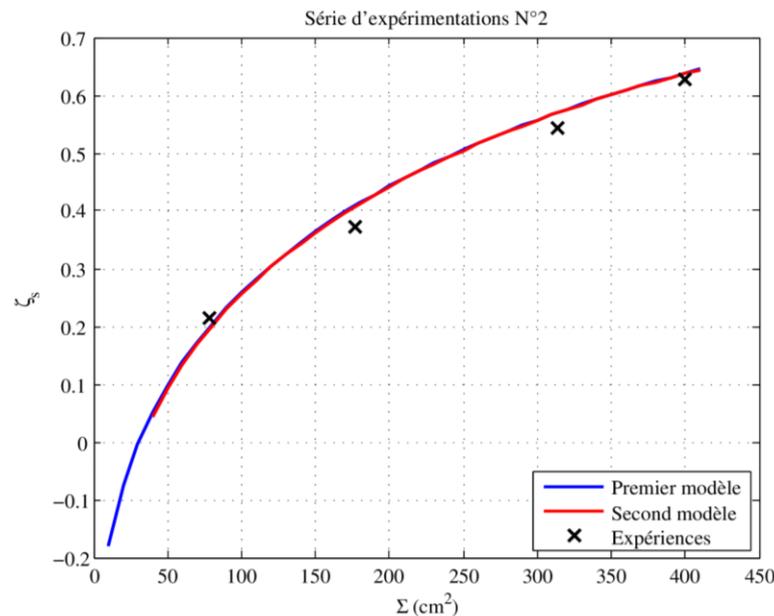


Figure 4-2: Comparaison entre les résultats de  $\zeta_s$  entre les deux modèles théoriques et les expérimentations pour la série N°2.

La Figure 4-2 montre que les résultats des deux modèles théoriques concordent parfaitement avec les résultats expérimentaux. Et que les deux modèles prédisent la même hauteur stationnaire relative sur toute la plage de valeur de  $\Sigma$  étudiée. Cela s'explique par le rapprochement de  $\Gamma_i$  de 1 dans cette série d'expérimentations. Le panache tel que décrit dans les solutions par la fonction  $\Gamma$  a un comportement proche de celui d'un panache pur. Ceci est un résultat important car il montre que les solutions similaires offrent une très bonne description des panaches purs, et que cette exactitude est extensible sur des plages de  $\Gamma_i$  allant jusqu'à 1,3 en paresseux, il est nécessaire de faire d'autres investigations pour délimiter le domaine de validité des solutions similaires dans leur description des panaches ainsi que sa répercussion sur le phénomène du remplissage-vidange non-Boussinesq.

## Chapitre 4 : Résultats comparaisons et interprétations

Un autre résultat est que l'allure des hauteurs stationnaires est la même pour tous les résultats, à savoir que l'interface est d'autant plus basse que la surface d'exutoire est petite. Par contre la disposition des résultats est différente, de sorte que sur la Figure 4-1 la hauteur relative est estimée par le premier modèle comme étant plus petite que les autres résultats, et dans la Figure 4-2 le premier modèle prédit la hauteur relative comme étant plus grande que les autres résultats. De plus, sur la Figure 4-1 on voit que le premier modèle ne concorde pas avec les autres résultats pour de petites surfaces d'exutoire  $\Sigma$ .

Il est à remarque que sur les figures Figure 4-1 et Figure 4-2 on voit que la hauteur relative stationnaire prédite par le premier modèle devient négative pour certaines valeurs de  $\Sigma$  petites. Ces valeurs sont à rejeter car cela revient à dire que le fluide léger sort par le bas de la cuve, et à ce moment-là les bilans que l'on a utilisés pour établir le modèle mathématique ne sont plus valables. L'information intéressante à retenir de ce résultat est qu'en champ proche le premier modèle sous-estime grandement la hauteur libre, voire au point de rendre le modèle inapplicable.

Le résultat important de la comparaison expériences-théorie est que le second modèle de remplissage-vidange décrit parfaitement le phénomène puisqu'il concorde très bien avec les résultats expérimentaux, et ce sur toutes les plages de paramètres considérées. Quant au premier modèle, il ne peut être considéré comme une bonne description du phénomène que pour des panaches purs (valable sur une certaine plage de  $\Gamma_i$  à déterminer), ou pour des panaches non-purs en champ lointain.

Afin de mieux interpréter les résultats présentés précédemment, il est nécessaire de faire une comparaison plus approfondie sur les deux méthodes de résolutions des équations de Morton, c'est-à-dire des deux descriptions des panaches qui ont été utilisées dans ce travail pour modéliser le phénomène de remplissage vidange.

### 4.3. Comparaison des modèles de remplissage-vidange

#### 4.3.1. Comparaison entre les solutions des équations du panache

La comparaison des solutions des équations de Morton est à faire sur les propriétés du panache. Dans cette étude on s'intéressera aux cas forcé et paresseux. Les propriétés du panaches avec les deux solutions pour le cas test de panache forcé :  $u_i=10$  m/s,  $H=3$  m,  $d_i=50$  mm,  $\rho_i=0.5$  kg/m<sup>3</sup> et  $\Gamma_i=1,41 \cdot 10^{-2}$ , avec source virtuelle de l'équation (2-18) sont montrées sur la Figure 4-3.

## Chapitre 4 : Résultats comparaisons et interprétations

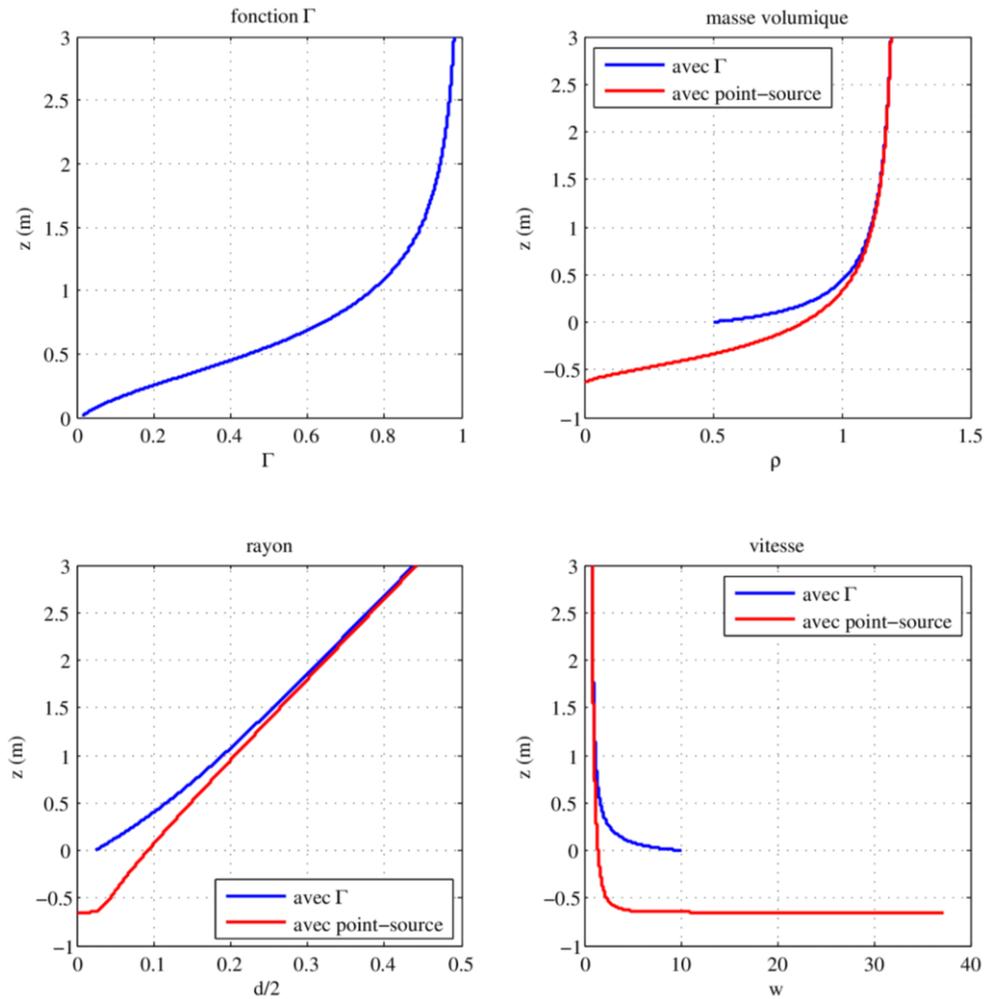


Figure 4-3 : Courbes comparatives des propriétés d'un panache forcé entre les solutions similaires et les solutions par la fonction  $\Gamma$  avec source virtuelle adaptée

La Figure 4-3 montre que les propriétés du panache sont différentes en champ proche avec une source virtuelle de l'équation (2-18), et convergent vers une valeur unique en champ lointain. Les propriétés du panaches avec les deux solutions pour le cas test de panache paresseux :  $u_i=0,3$  m/s,  $H=30$  cm,  $d_i=100$  mm,  $\rho_i=0.732$  kg/m<sup>3</sup> et  $\Gamma_i=17,59$ , avec source virtuelle de l'équation (2-19) sont montrées sur la Figure 4-4.

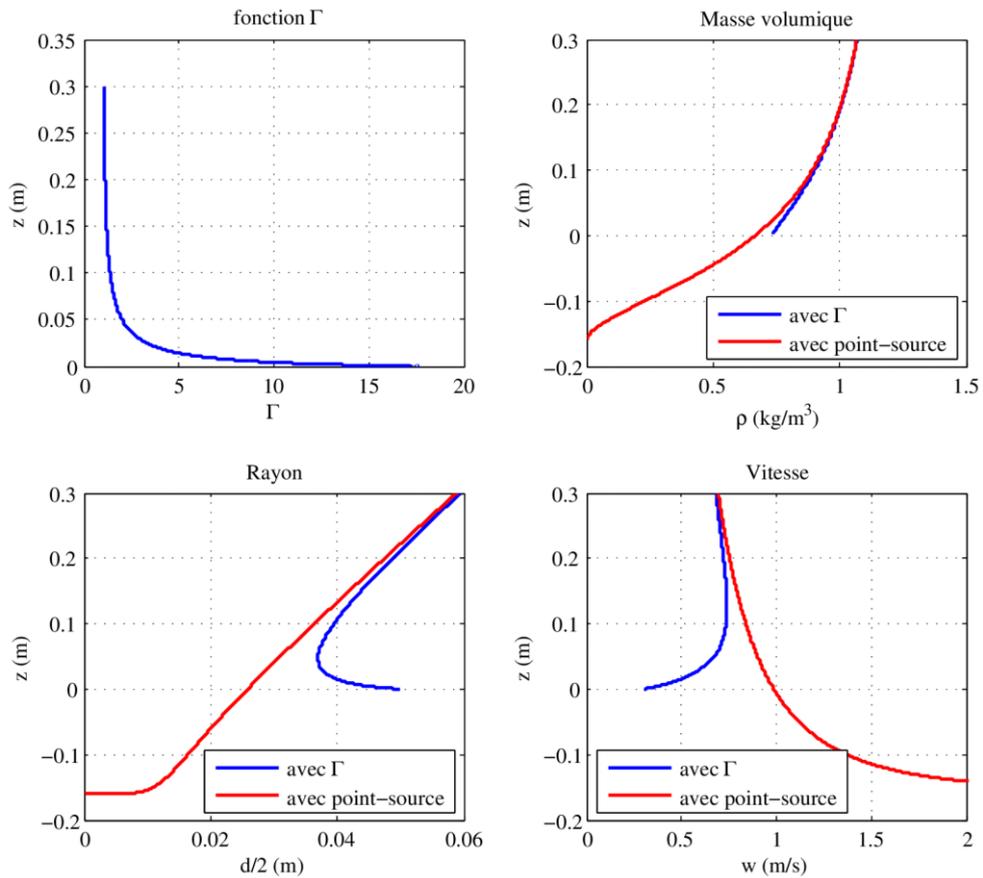


Figure 4-4: Courbes comparatives des propriétés d'un panache passif entre les solutions similaires et les solutions par la fonction  $\Gamma$  avec source virtuelle appropriée

La Figure 4-4 montre une différence notable entre les prédictions par les solutions similaires et par la fonction  $\Gamma$ . On met en évidence l'existence d'un col, tel que le rayon a un minimum et la vitesse un maximum à une certaine hauteur.

Les figures Figure 4-4 Figure 4-3 montrent les caractéristiques de panaches, passif et forcé respectivement, en fonction de la hauteur, et montrent qu'il y a des différences notables. Il est nécessaire de connaître les répercussions de ces différences sur les débits volumique et massique apportés par le panache à la couche stratifiée car ce sont ces deux variables qui influent sur le modèle mathématique (2-1), (2-2) et (2-3).

### 4.3.2. Comparaison des débits $Q_v$ et $Q_m$

Les paramètres significatifs dans les modèles de remplissage vidange sont les débits  $Q_v$  et  $Q_m$  apportés par le panache à la couche à une hauteur donnée, ce sont donc les deux paramètres qui influenceront directement sur le modèle de remplissage-vidange

## Chapitre 4 : Résultats comparaisons et interprétations

Une comparaison entre les deux solutions sur les débits avec le cas test :  $u_i=10$  m/s,  $H=3$  m,  $d_i=50$  mm,  $\rho_i=0.5$  kg/m<sup>3</sup> et  $\Gamma_i=1,41 \cdot 10^{-2}$  est représenté sur la figure suivante :

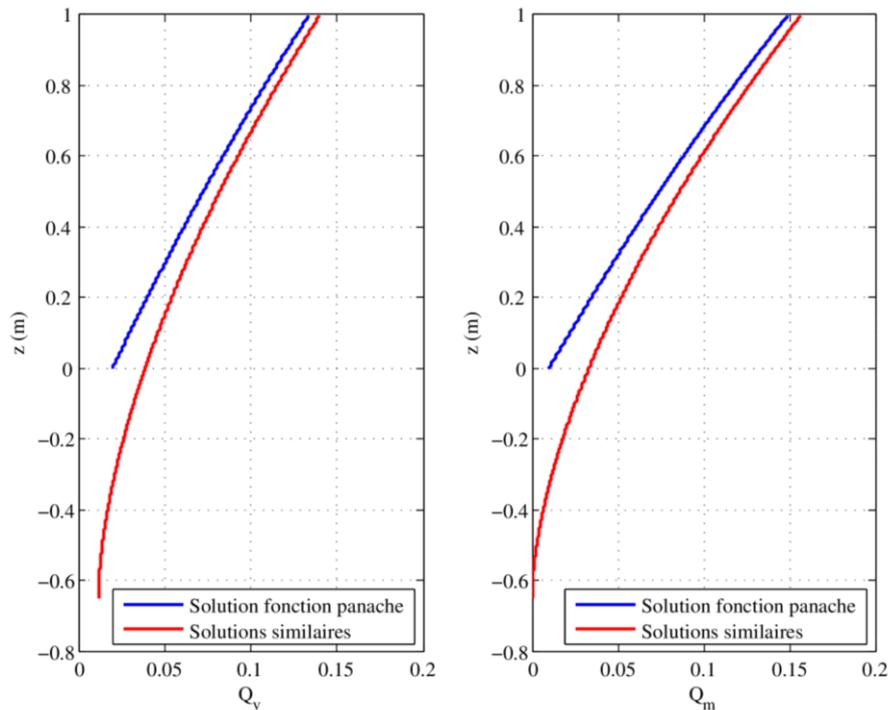


Figure 4-5 : Courbes comparatives des débits volumique et massique apporté par le panache en fonction de la hauteur pour un panache forcé test

On voit sur la Figure 4-5 que les débits sont toujours surestimés par les solutions similaires par rapport aux solutions par la fonction  $\Gamma$ . Cela explique les tendances expliquées en 4.2 pour le cas du panache forcé. Un débit surestimé implique une interface plus basse. La figure montre que la différence entre les débits est d'autant plus grande que l'on est proche de la source. Cela explique le fait que les prédictions du premier modèle concordent de plus en plus mal à mesure que la surface d'exutoire est petite, car une petite surface d'exutoire implique une interface basse, et si l'interface est basse l'erreur du modèle est grande.

Une comparaison entre les deux solutions sur les débits avec le cas test :  $u_i=0,3$  m/s,  $H=30$  cm,  $d_i=100$  mm,  $\rho_i=0.732$  kg/m<sup>3</sup> et  $\Gamma_i=17,59$  est présentée sur la figure suivante :

## Chapitre 4 : Résultats comparaisons et interprétations

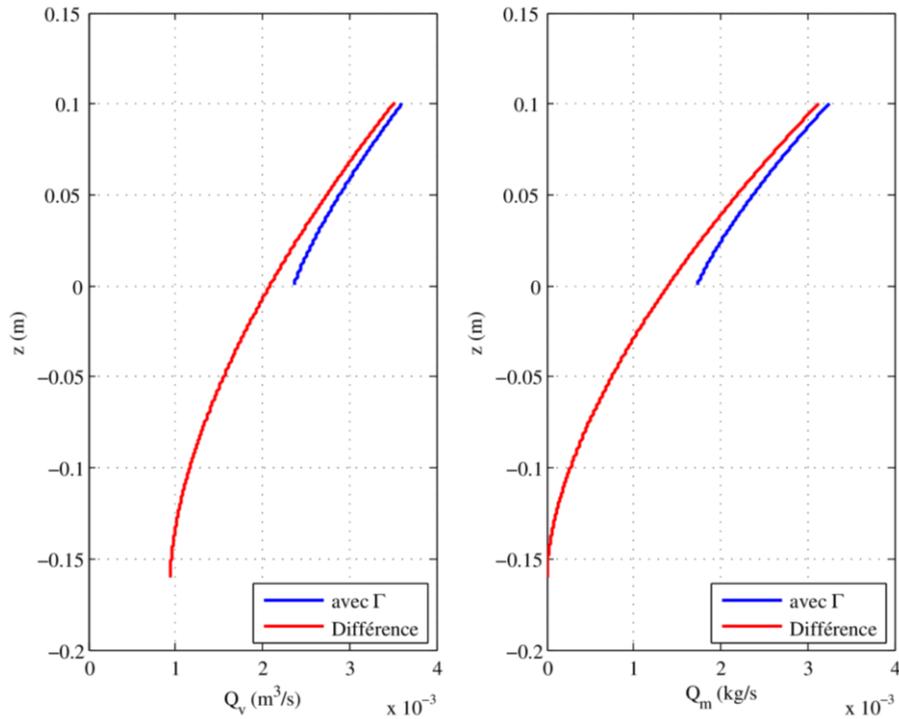


Figure 4-6 : Courbes comparatives des débits volumique et massique apporté par le panache en fonction de la hauteur pour un panache forcé test

La Figure 4-6 montre que le premier modèle sous-estime les quantités de volume et de masse apportés par le panache à la couche stratifiée dans le cas du panache paresseux. De plus, on voit bien que le col montré sur la Figure 4-4 n'a aucune répercussion sur les débits apportés par le panache. Il serait intéressant de réaliser des expérimentations sur des panaches paresseux avec des  $\Gamma_i$  très grands, afin de mettre en évidence la sous-estimation des solutions similaires sur les débits ainsi que les répercussions sur les prédictions de remplissage-vidange.

## Conclusions générales et perspectives

L'étude effectuée dans ce projet de fin d'études reconsidère la problématique du remplissage-vidange dans le cas non-Boussinesq, en proposant un modèle théorique usuel adapté au cas non-Boussinesq et un modèle théorique totalement nouveau. Des comparaisons expérimentales sont faites et les résultats sont très concluants.

Les modèles usuels utilisés dans la littérature sur la problématique du remplissage-vidange se basent sur une supposition de caractéristiques du panache. Une solution récente des équations des panaches permet de construire un nouveau modèle de remplissage-vidange et l'influence des solutions des équations des panaches turbulents non-Boussinesq sur les prédictions du remplissage-vidange sont mises en évidence.

Des comparaisons plus poussées entre les deux modèles proposés dans cette étude sont à envisager, car l'un des résultats obtenus est que le modèle usuel donne des estimations correctes uniquement pour des cas très particuliers de panaches. Il est donc nécessaire d'évaluer un critère de justesse de ce modèle et de présenter des corrélations qui permettraient de savoir si les résultats obtenus sont fiables. De plus, le second modèle proposé a pour désavantage majeur de comporter un grand nombre de paramètres que nous n'avons pas pu compacter en un petit nombre de groupements adimensionnels. Dans une optique d'application à l'ingénierie, il faudrait réussir à compacter l'écriture de ces équations du second modèle, et à les rendre plus faciles à exploiter, par exemple en y injectant un débit de flottabilité qui regrouperait les paramètres d'injection tout comme dans le premier modèle.

Beaucoup de questions se posent et méritent d'être investiguées. En premier lieu, il faudrait adapter le modèle physique afin de prendre en compte une petite ouverture à la base du local. Le panache dans sa montée entraîne de l'air, si l'ouverture par laquelle l'air pénètre est petite, cela causerait une dépression dans la partie inférieure du local, et cela aurait pour effet de rabaisser l'interface. Dans une problématique d'ingénierie, l'amenée d'air peut être des portes ou des fenêtres. Ces considérations sont plus proches des problématiques réelles d'ingénierie.

# Références

- [1] D. A. Smeed, P. F. Linden et G. F. Lane-Sereff, «Emptying filling boxes : the fluid mechanics of natural ventilation,» *J. Fluid Mech*, vol. 212, pp. 309-335, 1990.
- [2] W. Schmidt, «Turbulent propagation of a stream of heated air,» *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 21, pp. 265-351, 1941.
- [3] B. Morton, G. Taylor et J. Turner, «Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources,» *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 234, pp. 1-23, 1955.
- [4] B. R. Morton et J. Middleton, «Scale diagrams for forced plumes,» *J. Fluid Mech*, vol. 58, pp. 165-176, 1973.
- [5] M. Delichatsios, «Strong turbulent buoyant plumes, i, similarity,» *Comb. Sc. Tech*, vol. 24, pp. 191-194, 1981.
- [6] W. D. Baines et J. S. Turner, «Turbulent buoyant convection from a source in a confined region,» *J. Fluid Mech*, vol. 37, pp. 51-80, 1968.
- [7] G. Rooney et P. Linden, «Strongly Buoyant Plume Similarity and 'Small-fire' Ventilation,» *Fire Safety Journal*, vol. 29, pp. 235-258, 1998.
- [8] G. R. Hunt et N. B. Kaye, «Time-dependent flows in an emptying filling box,» *J. Fluid Mech*, vol. 520, pp. 135-156, 2004.
- [9] G. Michaux et O. Vauquelin, «Solutions for turbulent buoyant plumes rising from circular sources,» *Physics of fluids*, vol. 20, n° 16, p. 066601, 2008.
- [10] F. Candelier et O. Vauquelin, «Matched asymptotic solutions for turbulent plumes,» *J. Fluid Mech*, vol. 699, pp. 489-499, 2012.
- [11] M. Worster et H. Huppert, «Time-dependent density profiles in a filling box,» *J. Fluid Mech*, vol. 132, pp. 457-466, 1983.
- [12] G. Rooney et P. Linden, «Similarity considerations for non-boussinesq plumes in an unstratified environment,» *J. Fluid Mech*, vol. 318, pp. 237-250, 1996.
- [13] F. Ricou et D. Spalding, «Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets,» *J. Fluid Mech*, vol. 11, pp. 21-32, 1961.
- [14] P. Thomas, P. Hinkley, C. Theobald et D. Simms, *Investigations into the flow of hot gases in roof venting*, 1963.
- [15] N. B. Kaye et G. R. Hunt, «Overturning in a filling box,» *J. Fluid Mech*, vol. 576, pp. 297-323, 2006.